

О РЕГИСТРАЦИИ МЮОННЫХ И τ -НЕЙТРИНО ОТ ГРАВИТАЦИОННОГО КОЛЛАПСА ЗВЕЗД С ПОМОЩЬЮ НИЗКОФОНОВЫХ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ ДЕТЕКТОРОВ

О.Г.Ряжская, В.Г.Рясный

Институт ядерных исследований РАН

117334, Москва, Россия

Поступила в редакцию 28 августа 1992 г.

Рассматривается возможность регистрации мюонных и τ -нейтрино в сцинтилляционных детекторах по возбуждению уровня 1^+ (15 МэВ) ядер ^{12}C . Показано, что для низкофоновых детекторов, имеющих высокую эффективность регистрации нейтронов, события $^{12}\text{C}(\nu, \nu)^{12}\text{C}^*$ могут быть надежно отделены от реакции обратного β -распада.

Вспышка Сверхновой 1987А в Большом Магеллановом облаке (см. обзоры ^{1,2}), выявила большой интерес, который вызывает экспериментальная нейтринная астрофизика. Как известно, нейтрино всех типов ($\nu_{e, \mu, \tau}$ и $\bar{\nu}_{e, \mu, \tau}$) в течение 10–20с уносят основную часть гравитационной энергии связи коллапсирующей звезды ($10^{53} - 10^{54}$ эрг). Эти потоки – одни из самых мощных во Вселенной и могут дать уникальную информацию о динамике гравитационного коллапса, свойствах конденсированного вещества и нейтрино.

Моделирование коллапса невращающихся, немагнитных, сферически симметричных звезд показывает, что спектры нейтрино имеют вид ³:

$$\varphi(E_\nu) = \frac{C\epsilon^2}{1 + \exp(\epsilon)} \exp(-\alpha\epsilon^2), \quad \text{где } \epsilon = E_\nu/(kT), \quad (1)$$

kT (МэВ) – эффективная температура нейтриносферы новорожденной нейтронной звезды; $kT = 3, 5, 4, 5$ и 8 МэВ для $\nu_e, \bar{\nu}_e$ и $\nu_{\mu, \tau}, \bar{\nu}_{\mu, \tau}$, соответственно; фактор $\exp(-\alpha\epsilon^2)$ учитывает частичную непрозрачность слоев звезды над нейтриносферой; $\alpha = 0, 01, 0, 02$ и 0 для $\nu_e, \bar{\nu}_e, \nu_{\mu, \tau}, \bar{\nu}_{\mu, \tau}$, соответственно; $C = \text{const}$ и определяется энергией нейтринного потока, которую мы принимали равной 10^{53} эрг для $\bar{\nu}_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$ и $1, 1 \times 10^{53}$ эрг – для ν_e . Средние энергии ν_e и $\bar{\nu}_e$ равны, соответственно, 10 и 12,6 МэВ, а $\nu_{\mu, \tau}, \bar{\nu}_{\mu, \tau}$ – 25 МэВ.

Для общепринятых моделей коллапса основной эффект в подземных жидкостных сцинтилляционных и черенковских детекторах вызывают реакции обратного β -распада:

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ - 1,8 \text{ МэВ}, \quad (2)$$

$$n + \bar{\nu}_e \rightarrow d + \gamma; \quad E_\gamma = 2,2 \text{ МэВ}, \quad \tau \simeq 185 \text{ мкс}, \quad (3)$$

где τ – среднее время жизни относительно захвата.

Сцинтилляционные счетчики на основе $C_n H_{2n}$, благодаря большому сечению реакции $^{12}C(\nu, \nu)^{12}C^*$ (15,11 МэВ; $1+$)^{4,5}, способны регистрировать нейтрино с энергией выше 15,1 МэВ⁶:

$$\nu + ^{12}C \rightarrow ^{12}C^* + \nu, \quad \text{где } \nu = \nu_{e,\mu,\tau}, \bar{\nu}_{e,\mu,\tau} \quad (4)$$

$$^{12}C^* \rightarrow ^{12}C + \gamma(15,1 \text{ МэВ}) \quad 96\%,$$

$$^{12}C^* \rightarrow ^{12}C + \gamma(4,4 \text{ МэВ}) + \gamma(10,7 \text{ МэВ}) \quad 4\%.$$

Эффективность регистрации γ -квантов η_γ зависит от размера сцинтилляционных счетчиков. Для γ -квантов 15,1 МэВ $\eta_\gamma > 40\%$, если характерный размер счетчика превышает 1 м, и $\eta_\gamma > 80\%$ при размерах счетчика более 5 м.

Из-за мягкого спектра ν_e и $\bar{\nu}_e$ доля их взаимодействий составляет менее 5% от полного количества реакций $^{12}C(\nu, \nu)^{12}C^*$. Таким образом, практически все события типа (4) обязаны мюонным и τ -нейтрино и их выделение делает возможными болометрические оценки. Это трудно сделать в случае черенковских детекторов на основе воды, так как возбуждение высоких энергетических уровней ^{16}O подавлено⁴.

Результаты расчета спектров энерговыделений для различных реакций нейтрино на 1000 тонн сцинтиллятора $C_n H_{2n}$ ($\bar{n} = 9,6$) приведены на рис.1, а полное количество взаимодействий – в третьем столбце таблицы 1, при расстоянии до звезды 10 кпс. Из этих данных видно, что обратный β -распад (2) и νe -рассеяние являются фоном для регистрации мюонных и τ -нейтрино по реакции (4). Соотношение сигнал/фон улучшается, если отбирать события в диапазоне 11–18 МэВ (см. четвертый столбец табл.1).

Таблица 1.

Количество взаимодействий с энерговыделением более 5 МэВ в 1000 тонн сцинтиллятора $C_n H_{2n}$ при коллапсе звезды на расстоянии 10 кпс

Реакция	Регистрируемая частица	N_{tot}	$N(11 - 18 \text{ МэВ})$		
			$\eta_n = 0$	$\eta_n = 0,6$	$\eta_n = 0,8$
$\bar{\nu}_e p \rightarrow n e^+$	e^+, n	547	181	72	36
$\nu e^- \rightarrow \nu e^-$	e^-	21	3	3	3
$\nu ^{12}C \rightarrow \nu ^{12}C^*$	γ	118	118	118	118
$\bar{\nu}_e ^{12}C \rightarrow ^{12}Be^+$	e^+	7	3	3	3
$\nu_e ^{12}C \rightarrow ^{12}Ne^-$	e^-	3	1,5	1,5	1,5

Низкофоновые детекторы большого объема на основе $C_n H_{2n}$ могут регистрировать обе частицы от реакции $\bar{\nu}_e p$ ¹⁰, что позволяет еще сильнее уменьшить фон при регистрации $\nu_{\mu,\tau}, \bar{\nu}_{\mu,\tau}$. Разделим сигналы от нейтрино на две группы по наличию или отсутствию импульсов сопровождения с амплитудами 1–3 МэВ в течение примерно 800 мкс после импульса-кандидата

на нейтринное взаимодействие. Тогда в группе без импульсов сопровождения улучшится соотношение количества зарегистрированных взаимодействий $\nu^{12}\text{C}$ и $\bar{\nu}_e p$. Оставшиеся события можно использовать как статистически независимую выборку для оценок спектра фона. При этом оценка количества зарегистрированных взаимодействий возбуждения углерода, очевидно, не будет зависеть от предположений о форме спектра $\bar{\nu}_e$.

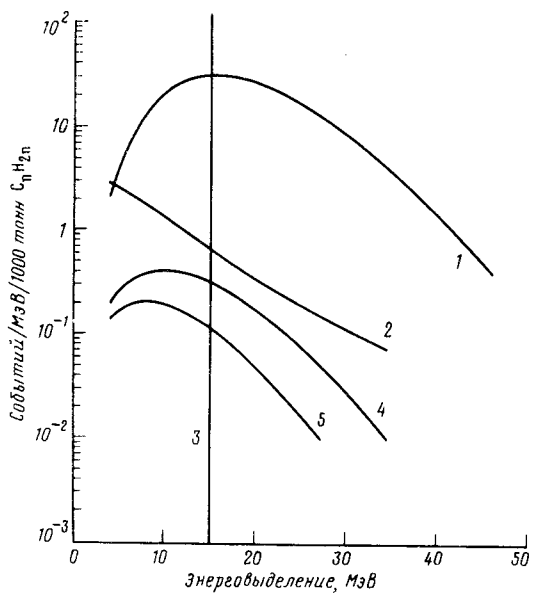


Рис.1

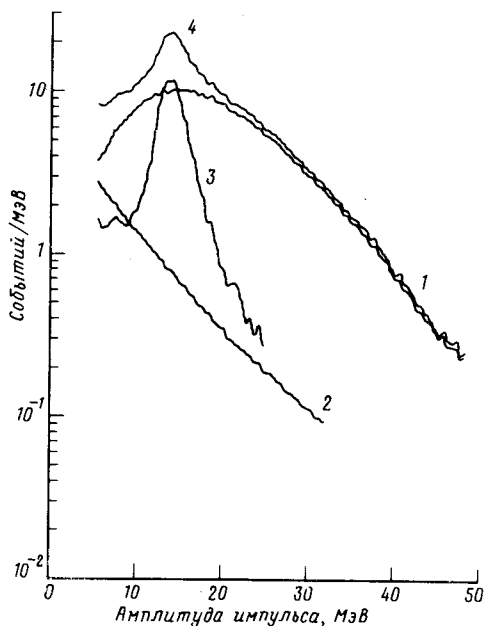


Рис.2

Рис.1. Спектры энерговывделений в сцинтиляторе на основе C_nH_{2n} при регистрации потоков нейтрино от звезды, коллапсирующей на расстоянии 10 кпс. 1 - e^+ от реакций (2); 2 - e^- от νe -рассеяния; 3 - γ -кванты от реакций (4); 4 - e^+ от $^{12}\text{C}(\bar{\nu}_e, e^+)^{12}\text{B}$; 5 - e^- от $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}$
 Рис.2. Спектры импульсов в счетчиках установок LSD и LVD при регистрации нейтрино от звезды, коллапсирующей на расстоянии 10 кпс. 1 - обратный β -распад (импульсы от позитронов, не сопровождающиеся регистрацией нейтронов); 2 - νe -рассеяние; 3 - γ -кванты 15,1 МэВ; 4 - суммарный спектр

Степень снижения фона в зависимости от эффективности регистрации нейтронов η_n иллюстрируют последние 3 столбца табл.1. При η_n около 0,6 эффект от $\nu_{\mu, \tau} \bar{\nu}_{\mu, \nu}$ становится сравнимым с фоном, для $\eta_n = 0,8$ эффект превышает фон почти в 3 раза (при $\eta_\gamma = 1$).

Подземные сцинтилляционные установки для регистрации нейтрино от коллапса

Установка	Масса, тонн	η_γ	η_n	Регистрируемое количество взаимодействий			Отношение сигнал/ фон
				$\bar{\nu}_e p$	νe^-	$\nu^{12}C$	
				АСД ¹⁾	105	0,85	
LSD ²⁾	90	0,54	0,6	45	1,8	6	4,2/6
LVD ³⁾	1840	0,54	0,6	924	36,3	117	87/122
	368	0,54	0,6	185	7,3	23,4	18/24

¹⁾ Артемовская научная станция ИЯИ РАН ⁷.

²⁾ ИЯИ РАН, Институт космогеофизики НСИ Италии и Институт общей физики Туринского университета ⁸

³⁾ ^{6,9}. 1840 т – проект (1995 г.), 368 т – работающая часть

В таблице 2 приведены результаты моделирования регистрации ν для сцинтилляционных детекторов с высокими η_γ и η_n . Интересно, что одномодульный сцинтилляционный детектор Артемовской научной станции РАН, несмотря на сравнительно небольшую массу, способен выделить события от $\nu_{\mu,\tau}, \bar{\nu}_{\mu,\tau}$ за счет высокой эффективности регистрации нейтронов и γ -квантов. На рис.2 показаны спектры импульсов в счетчиках установок LSD и LVD после исключения событий с импульсами сопровождения.

Таким, образом, лучшими детекторами для измерения потоков мюонных и τ -нейтрино от коллапса являются счетчики с размерами более 5 м, для которых η_γ и η_n больше 0,8.

При больших массах μ и τ -нейтрино должно наблюдаться смещение времени регистрации и увеличение длительности пачки γ -квантов 15,1 МэВ. Из-за уменьшения фона, вызванного $\bar{\nu}_e p$ -взаимодействиями, выделение этой пачки будет облегчено, если $100 \text{ эВ} < m_{\mu,\tau} < 1,5 \text{ кэВ}$, и по времени запаздывания импульсов можно получить ограничения на массы μ и τ -нейтрино. При массах больших примерно 1,5 кэВ пачка импульсов расплывается настолько, что ее будет трудно отличить от фона установки.

Авторы признательны С.П.Михееву и А.Ю.Смирнову за полезное обсуждение данной работы.

1. В.С.Имшенник, Д.К.Надежин, УФН **156**, 561 (1988).
2. В.Л.Дадькин, Г.Т.Зацепин, О.Г.Ряжская, УФН **158**, 139 (1989).
3. Д.К.Надежин, И.В.Отрошенко, Препринт ИПМ АН СССР N70 (1978).
4. W.C.Naxton, Phys. Rev. D **36**, 2283 (1987).
5. M.Fukugita, Y.Kohyama, and K.Kubodera, Phys. Lett. B **212**, 139 (1988).
6. S.Alberini et al., Nuovo Cim. **9 C**, 237 (1986).
7. В.И.Береснев и др., ПТЭ **6**, 48 (1981); V.I.Beresnev et al., Proc. 16 ICRC, **10**, 293 (1979).
8. G.Badino et al., Nuovo Cim. **7 C**, 573 (1984).
9. О.Г.Ряжская, Доклад на Международном симпозиуме WEIN-92, Дубна, 15–19 июня 1992.
10. A.E.Chudakov, O.G.Ryazhskaya, and G.T.Zatsepin, Proc.13 ICRC (Denver), **3**, 2007 (1973).